2330

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2330

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов

ФОТОН И НОТОФ

1965

P-2330

В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов

ФОТОН И НОТОФ

Направлено в "Physics Letters"

1. Для частиц с ненулевой массой m проекция спина на направление импульса (хелисити) не есть релятивистский инвариант. Частица со спином s имеет $2s+1$ состояний поляризации, которые преобразуются друг через друга при лоренцевых преобразованиях. В пределе $m \to 0$ (или $v \to c$) хелисити становится релятивистским инвариантом,[ж)] а понятие спина теряет смысл [I]. Система $2s+1$ состояний перестает быть неприводимой, распадается и описывает совокупность $s+1$ разных частиц с массой ноль и хелисити: $\pm s, \pm(s-1), \ldots \pm 1, 0$ (для целых спинов и если четность сохраняется; для полуцелых спинов ситуация аналогична).

2. Хорошо известным примером частицы с массой 0 служит фотон, обладающий двумя состояниями поляризации (хелисити равна $\pm$ I), который описывается вектор-потенциалом A_μ, подчиняющимся уравнениям Максвелла

$$\Box A_\mu - \partial_\mu \partial_\nu A_\nu = -j_\mu . \qquad (I)$$

При включении в это уравнение массового члена $-m^2 A_\mu$ оно описывает массивную частицу со спином I и тремя значениями хелисити: $\pm$ I и 0. В пределе $m=0$ состояние с хелисити 0 исчезает.

3. Наша цель обратить внимание на теорию, в которой реализуется дополнительная ситуация; при отличной от нуля массе формализм эквивалентен векторному, а при переходе к $m=0$ остается

ж) Оператор хелисити есть $\frac{(\vec{s}\vec{p})}{|\vec{p}|} = (\vec{s}\vec{n})$, где $\vec{s}$ является оператором спина, а $\vec{p}$ - импульс частицы. Величины $\Gamma_0 = (\vec{s}\vec{p})$, $\vec{\Gamma} = m\vec{s} + \frac{\vec{p}(\vec{s}\vec{p})}{p_0+m}$ образуют 4-вектор. (См. Чжоу Гуан-чжао и Широков [2]). Зная это, мы в состоянии нотоф, действительно, обладает одним состоянием поляризации, а свободный фотон-двумя:

$$A_\mu(\vec{p})=\sum_{i=1}^{2}\alpha_i e_\mu^{(i)}(\vec{p}) \quad , \quad f_{\mu\nu}(\vec{p})=\delta\left[e_\mu^{(1)}(\vec{p})e_\nu^{(2)}(\vec{p})-e_\nu^{(1)}(\vec{p})e_\mu^{(2)}(\vec{p})\right]. \tag{I0}$$

Легко проверить при этом, что хелисити нотофа 0, а фотона $\pm$ I, фотон и нотоф как бы дополняют друг друга.

5. Отметим еще одно любопытное проявление дополнительности этих частиц. В теориях фотона и нотофа потенциалами служат Вектор - потенциал A_μ , Тензор-потенциал $f_{\mu\nu}$. Напряженностями поля, не зависящими от калибровки, являются

$$F_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu \quad , \quad a_\mu=\frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho}\partial_\nu f_{\lambda\rho} . \tag{II}$$

(напряженность - 4-вектор!)

Уравнения движения в терминах напряженностей могут быть записаны

$$\partial_\mu F_{\mu\nu}=-j_\nu , \partial_\mu \check{F}_{\mu\nu}=0 \quad , \quad \partial_\mu a_\nu-\partial_\nu a_\mu=-\frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho}J_{\lambda\rho} , \partial_\mu a_\mu=0 \tag{I2}$$

(уравнения Максвелла) .

6. Различные при нулевой массе теории становятся эквивалентными, если масса частиц m не равна нулю при условии, что[ж)]

$$\partial_\mu j_\mu=0 \quad , \quad J_{\mu\nu}=\frac{1}{m}\varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho}\partial_\lambda j_\rho . \tag{I3}$$

ж) Без соблюдения обоих ограничений (I3) на токи даже в случае ненулевой массы векторная и тензорная теории неэквивалентны. Локальная тензорная теория соответствует, вообще говоря, нелокальной векторной.

Действительно, в этом случае уравнения

$$\Box A_\mu-\partial_\mu\partial_\nu A_\nu-m^2A_\mu=-j_\mu \quad , \quad \Box f_{\mu\nu}-\partial_\mu\partial_\lambda f_{\lambda\nu}+\partial_\nu\partial_\lambda f_{\lambda\mu}-m^2 f_{\mu\nu}=-J_{\mu\nu} \tag{I4}$$

сводятся к одной и той же системе уравнений I-го порядка

$$\begin{aligned} \partial_\mu F_{\mu\nu}-mA_\nu &=-\frac{1}{m}j_\nu , \\ mF_{\mu\nu} &=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu . \end{aligned} \quad \left(F_{\mu\nu}=\check{f}_{\mu\nu}=\frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho}f_{\lambda\rho}\right) \tag{I5}$$

Описание частиц со спином I с ненулевой массой в векторном и тензорном формализмах и, в частности, вопросы эквивалентности рассматривал Кеммер [3] .

Поскольку теория массивного поля A_μ со спином I, взаимодействующего с сохраняющимся током, перенормируема, то перенормируема и эквивалентная ей теория массивного тензорного поля со спином I. Это первый известный нам пример перенормируемой теории с размерной константой связи. Нам представляется, что теория нотофа, как предельный случай, также перенормируема.

7. Проведенный анализ на примере векторных и тензорных полей выявляет новые возможности описания частиц высших спинов, особенно при массе 0. Становится ясным, что уравнение для частицы с ненулевой массой m и спином s при переходе к $m=0$ должно распадаться на $s+1$ (при сохранении четности) уравнений, описывающих различные безмассовые частицы с хелисити $\pm s, \pm(s-1), \dots \pm 1, 0$ (аналогично в случае полуцелых спинов). При этом нужно использовать не только полностью симметричные тензоры, как это общепринято (см. /4/), но симметризованные по другим схемам Юнга тензоры различных рангов, способных описывать спин s при ненулевой массе.

только одно состояние с хелисити 0. Мыслимую частицу, дополнительную по своим свойствам фотону, мы назовем " нотоф".

Оказывается, что вместо 4-вектор - потенциала, которым описывается фотон, нотоф удобно описывать антисимметричным тензорным полем $f_{\mu\nu}(x)$ (тензор-потенциал). Примем для $f_{\mu\nu}$ уравнение, аналогичное уравнению Максвелла,

$$\Box f_{\mu\nu}-\partial_\mu\partial_\lambda f_{\lambda\nu}+\partial_\nu\partial_\lambda f_{\lambda\mu}=-J_{\mu\nu} \qquad (2)$$
$$\left(J_{\nu\mu}=-J_{\mu\nu}\,,\ \partial_\mu J_{\mu\nu}=0\right).$$

Уравнения (I) и (2) инвариантны относительно калибровочных преобразований вектор-потенциала и тензор-потенциала, соответственно:

$$\delta A_\mu=\partial_\mu\Lambda \qquad , \qquad \delta f_{\mu\nu}=\partial_\mu\lambda_\nu-\partial_\nu\lambda_\mu \quad , \qquad (3)$$

где $\Lambda(x)$ и $\lambda_\mu(x)$ - совершенно произвольные функции. Эти уравнения могут быть выведены из требования инвариантности относительно этих преобразований.

4. Покажем, что свободный нотоф обладает только одним состоянием поляризации. Для наглядности интересно рассматривать

преобразовать хелисити в лоренцеву систему отсчета, движущуюся со скоростью $\vec\beta=\frac{\vec v}{c}$ $\left(\gamma=(1-\beta^2)^{-\frac12}\right)$,

$$(\vec s\,\vec n')=\frac{\gamma\left(1-\frac{(\vec\beta\vec p)}{p_0+m}\right)(\vec s\,\vec p)-m\gamma(\vec s\vec\beta)}{\left|\vec p+\vec\beta\gamma\left[(\vec\beta\vec p)\frac{\gamma}{\gamma+1}-p_0\right]\right|}=$$
$$=(\vec s\vec n)+\frac{m}{|\vec p|(1-\vec\beta\vec n)}\left[(\vec\beta\vec n)(\vec s\vec n)-(\vec s\vec\beta)\right]+o\left(\frac{m}{|\vec p|(1-\vec\beta\vec n)}\right).$$

При $m/|\vec p|(1-\vec\beta\vec n)\ll 1$ хелисити приближенно инвариантно.

свободный нотоф параллельно с хорошо знакомым случаем свободного фотона. Используя лоренцевскую калибровку, можно эквивалентно представить свободные уравнения, соответствующие (I) и (2), в виде

$$\Box A_\mu=0 \qquad , \qquad \Box f_{\mu\nu}=0\ , \qquad (4)$$
$$\partial_\mu A_\mu=0 \qquad , \qquad \partial_\mu f_{\mu\nu}=0\ . \qquad (5)$$

(в квантовом случае дополнительные условия (5) налагаются на векторы физических состояний). Уравнения (4), (5) все еще остаются инвариантными относительно калибровочных преобразований (3), но со следующими ограничениями на вид калибровочных функций :

$$\Box\Lambda=0 \qquad , \qquad \Box\lambda_\mu-\partial_\mu\partial_\nu\lambda_\nu=0\ . \qquad (6)$$

Перейдем в импульсное пространство :

$$A_\mu(x)=\int d\vec p\,A_\mu(\vec p)\,e^{ipx}+\text{э.с.}\ ,\quad f_{\mu\nu}(x)=\int d\vec p\,f_{\mu\nu}(\vec p)\,e^{ipx}+\text{э.с.} \qquad (7)$$
$$(px=\vec p\,\vec x-p_0x_0\,,\quad p_0=|\vec p|)$$

Для подсчета числа состояний разложим $A_\mu(\vec p)$ и $f_{\mu\nu}(\vec p)$ по базису p_μ , $e^{(1)}_\mu$, $e^{(2)}_\mu$ и n_μ со свойствами

$$(e^{(i)}p)=0\,,\ (e^{(i)}e^{(j)})=\delta_{ij}\,,\ (e^{(i)}n)=0\,,\ p^2=0\,,\ n^2=-1 \qquad (8)$$

Разложения записываются следующим образом :

$$A_\mu(\vec p)=\sum_{i=1}^{2}\alpha_i e^{(i)}_\mu+\beta p_\mu+\gamma n_\mu\ ,$$
$$f_{\mu\nu}(\vec p)=\delta\left(e^{(1)}_\mu e^{(2)}_\nu-e^{(1)}_\nu e^{(2)}_\mu\right)+\sum_{i=1}^{2}\varepsilon_i\left(e^{(i)}_\mu p_\nu-e^{(i)}_\nu p_\mu\right)+\sum_{i=1}^{2}\eta_i\left(e^{(i)}_\mu n_\nu-e^{(i)}_\nu n_\mu\right)+\zeta\left(p_\mu n_\nu-p_\nu n_\mu\right) \qquad (9)$$

Дополнительные условия исключают все члены, содержащие n_μ (т.е. $\gamma=\eta_i=\zeta=0$), а калибровочная инвариантность делает несущественными компоненты, содержащие p_μ . Таким образом, свободный

8. Запишем лагранжиан для нотофа и его взаимодействия с другими полями :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\partial_\lambda f_{\mu\nu}\partial_\lambda f_{\mu\nu} + \partial_\lambda f_{\lambda\nu}\partial_\mu f_{\mu\nu} + J_{\mu\nu} f_{\mu\nu} \,. \tag{I6}$$

9. Если не касаться динамики взаимодействий, то в рамках формальной теории реакций нотоф есть просто частица с массой 0 и хелисити 0. Своеобразие нотофа (как и фотона) именно в динамике. Уравнения движения для взаимодействующего нотофа устроены так, что виртуальный нотоф (подобно виртуальному фотону) переносит спин I. В этом смысле можно говорить, что поле $f_{\mu\nu}$ так же, как и электромагнитное поле A_μ , есть поле со спином I. В частности, если нотоф конвертирует в пару, то полный момент количества движения пары будет равен I так же, как и в случае фотона. В то же время в отличие от фотона 0–0 переходы с испусканием нотофа разрешены, что, в принципе, могло бы обусловливать переходы $K_2^0 \to K_1^0$. Обсуждение возможностей обнаружения нотофа и верхней границы на величину констант связи с нотофом выходит за рамки этой заметки. Даже не очень веря в существование нотофа, трудно удержаться от обсуждения такой красивой возможности.

Литература

1. E.P.Wigner. Ann.of Math.,40, 149 (1939);
   Rev.Mod.Phys.,29, 255 (1957);
   Ю.М.Широков. ЖЭТФ,33, I208 (I957).
2. Чжоу Гуан-чжао, М.И.Широков. ЖЭТФ,34, I230 (I958).
3. N.Kemmer. Helv.Phys.Acta.,33, 829 (1960).
4. Х.Умэдзава. Квантовая теория поля.ИЛ, Москва, 1958.
5. В.И.Огиевецкий, И.В.Полубаринов.
   Nuovo Cim.,23, 173 (1962); ЖЭТФ,45, 237 (I963);
   Ann.Phys. (N.Y.) 25, 358 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
II августа I965 г.